



TITLE:

摩擦のモデル系としての固体量子
凝縮相：超伝導磁束格子のダイナミ
クスや密度波のナノトライボロジ
ー(摩擦の物理,研究会報告)

AUTHOR(S):

前田, 京剛; 北野, 晴久; 井上, 祐吉

CITATION:

前田, 京剛 ...[et al]. 摩擦のモデル系としての固体量子凝縮相：超伝導磁束格子のダイナミクスや密度波のナノトライボロジー(摩擦の物理,研究会報告). 物性研究 2004, 81(6): 884-887

ISSUE DATE:

2004-03-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/97766>

RIGHT:

摩擦のモデル系としての固体量子凝縮相 —超伝導磁束格子のダイナミクスや密度波のナノトライボロジー—

東京大学大学院総合文化研究科
前田京剛・北野晴久・井上祐吉

1. はじめに—界面摩擦における問題点—

本研究は、マクロスケールの摩擦現象を、ナノスケールの自然現象を利用して解明するという新しいアプローチである。すなわち、本研究で注目するのは、古来より身近な現象として知られている2固体間のすべり摩擦現象である。固体界面における摩擦現象は、古くから人々に知られた現象であるが、その物理的理解については、未だに未解明の問題が多い。界面摩擦現象はあらゆるスケールの工学技術において極めて重要な役割を演じるだけに、その機構の物理的理解・解明は急務である。

界面摩擦現象に関しての我々の経験は、アモントン—クーロンの法則としてまとめられている。すなわち、(1) 静止摩擦力は見かけの接触面積によらない、(2) 最大静止摩擦力は、動摩擦力よりも大きい、(3) 動摩擦力は速度に依存しない。静止摩擦現象に関しては、最近、真実接触面積の概念と、界面での原子の凝着現象を基本とした考え方で多くが理解されつつあるが¹⁾、動摩擦力がなぜ最大静止摩擦力より小さいか、あるいは、なぜ速度によらないかについては、未だに明らかにされていない。

一方で、クーロン—アモントンの法則が成り立たない場合がしばしばある。特に動摩擦現象においてそれは顕著である。例えば、速度の小さいところでは、動摩擦力は速度に依存する。この現象は、バイオリンなどの弦楽器の発音にとって、最も本質的であることはよく知られている。また、動摩擦の速度依存性と静摩擦のエージング効果の間に一定の関係があるという報告もある²⁾。すなわち、静止摩擦係数、動摩擦係数をそれぞれ、 μ_s, η_k としたとき、

$$\mu_s(t_w) = a\mu_k(L/v) \quad (1)$$

(t_w は駆動力を一度取り除いてから再び駆動力を加えるまでの待機時間、 L はある長さのスケール、 v は速度、 a は定数) が成立するという。この関係が普遍的であれば、静止摩擦現象を理解すれば、動摩擦現象を理解したことになる。このように、固体界面の動摩擦現象の多くは理解されておらず、特に、(1) アモントン—クーロンの法則が成立するのは、どのような場合か、(2) その適用限界はどのようなものか、(3) 動摩擦現象と静止摩擦現象の間には何らかの相関があるのか、といった問題に関して、今後の物理的理解が急務とされている。

2 固体間の摩擦現象は磨耗を伴うため、一定条件下での繰り返し実験が非常に困難な状況であった。従って、長い間未解明であった動摩擦現象を微視的立場から理解するためには、繰り返し、制御された系統的な実験が可能なモデル系が必要であると考えられる。本稿では、この様な背景から、固体の電子系が極低温で示す特殊な秩序相(量子凝縮相)に注目し、その特異なダイナミクスが動摩擦現象のモデルとして利用できることを示したい³⁾。

2. 固体電子系の量子凝縮相とそのダイナミクス

物質中の電子は、低温では、電子同士の相互作用のために、さまざまな秩序相を形成する。なかでも注目に値するのが、全ての電子が一個の量子力学的な波動関数で表現されるような状態(量子凝縮状態)であり、超伝導現象はその良い例である。この超伝導体に磁場をかけると、磁束が量子化された形で超伝導体を貫通する(磁束渦糸)。磁束渦糸は、お互いに磁氣的相互作用をするので、三角格子を組む。磁束格子が形成されている状態に電流を流すと、磁束は電流から力をうけて動くことができる。一方、結晶には必ず、欠陥や不純物などの不

完全性があり、磁束渦糸の中心部分では超伝導が破れているため、磁束渦糸は、これらの不完全性のところにとどまることを好む。これを、磁束渦糸のピン止め現象という。ピン止めがあるときに、電流を流して磁束格子を駆動したときの磁束格子の運動の特徴をまとめると、次のようになる。

- (a) 最大静止摩擦力に対応した閾値がある（臨界電流 J_c ）
- (b) 動摩擦に対応したエネルギー散逸がある。
- (c) 内部多自由度を含む。
- (d) ピン止めポテンシャルが非線形なので、必然的に非線形性を含む。
- (e) ピン止め中心はランダムに分布しており、ランダムネスを含む。

これは、2 固体界面の摩擦を考える状況と酷似している。実際、この運動を数学的に表現すると、固体界面のすべり摩擦と非常によく似た微分方程式で表現できる⁴⁾。この様に、内部多自由度をもち、ランダムな非線形ポテンシャル中を運動する量子凝縮相は、すべり摩擦研究の格好のモデル系となりうるという期待が持たれる。この他に、類似のモデル系として注目される系として、擬一次元物質の電荷密度波（CDW）がある⁵⁾。以下では、超伝導体磁束格子の運動が、実際、2 固体界面摩擦の絶好のモデルとしてとらえられることを示す。

3. 磁束格子の運動と2 固体界面におけるすべり摩擦現象との対応関係

磁束格子のダイナミクスの実験から、2 固体界面のすべり摩擦を議論するためには、2 固体界面の動摩擦力を、磁束格子のダイナミクスの実験から求まる物理量で表現する必要がある。

2 固体界面の動摩擦現象を微視的に考察した松川－福山によれば、2 固体間の動摩擦力は、上下の原子間の相互作用 F_{ij} (i は上側の物質中の原子の番号、 j は下側の物質中の原子の番号) の総和に等しいことが結論されている⁴⁾。そして、定常状態では、これが駆動力 F_{ext} とつりあっている。すなわち、

$$-\sum_i \sum_j \langle F_{ij} \rangle_t = N_a \langle F_{ext} \rangle_t. \quad (2)$$

ここで、 $\langle \rangle_t$ は時間平均を表し、 N_a は上側の物質の原子の総数を表している。

これを磁束格子のダイナミクスに対応させると、2 固体界面の摩擦現象における「上下の原子間の相互作用の総和」というのは、磁束がピン止め中心からうけるピン止め力の総和 F_{pin} であり、定常状態では、これが、駆動力 $J \times \Phi_0$ （磁束渦糸一本あたりに換算している： J は電流密度、 $\Phi_0 = 2.07 \times 10^{-7}$ Oe は磁束量子の大きさ）に等しい。これが2 固体界面の動摩擦力に対応するものと考えられる。ただし、2 固体界面の摩擦の問題と対応させるためには、2 固体界面の摩擦では、摩擦現象を、代表的な自由度から他の自由度へのエネルギー散逸によるものと考えているために、もともとの運動方程式から、平均的な散逸が差し引かれているということを考慮せねばならない。従って、駆動力から ηv (η は磁束渦糸の粘性、 v はその速度) を引いたものを摩擦力と考えることが必要である。従って、2 固体界面の動摩擦力 F_k に対応するものを磁束格子の運動に関するパラメーターで表現すると、

$$F_k = j\Phi_0 - \eta v = j\Phi_0 \left(1 - \frac{\rho}{\rho_f}\right) \quad (3)$$

となることがわかる。ただし、 ρ は直流電気抵抗率、 ρ_f はフラックスフロー抵抗率である。従って、磁束渦糸がピン止めの影響を逃れて、完全な粘性運動している状態（フラックスフロー状態）が、2 固体界面の摩擦現象に関して動摩擦力ゼロの状態に対応することがわかる。

(3)式の最右辺に現れている物理量は全て実験で測定可能である。 j, ρ は、電流－電圧特性を測定することによって求まり、また ρ_f は、マイクロ波を用いた表面インピーダンス測定から求めることができる^{3),6)}。

4. 超伝導体磁束格子系における実験結果の例の紹介

銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ 系の磁場下の超伝導状態で電流－電圧特性および、マイクロ波を用いて磁束渦糸のフラックスフロー抵抗率を実測し、それから(3)式を用いて、2固体界面の動摩擦係数 F_k を、様々な磁場・温度に対して、磁束渦糸の速度の関数として求めた³⁾。その第一の特徴は、全体的傾向として、速度ゼロの極限で、臨界電流密度に対応した有限の静止摩擦係数を示しているものの、動摩擦係数は、常に、それより大きく、速度が増え、動摩擦係数は増加しているということである。従って、超伝導体磁束格子の運動を2固体界面のすべり摩擦現象と対応させた場合、アモントン－クーロンの法則は成立していない。松川－福山は、上下の原子間の相互作用を変化させて、動摩擦係数の速度依存性がどのように変化するかを議論している⁴⁾。それによれば、上下の原子間の相互作用が弱いとき（これは清浄界面に対応すると考えられる）は、静止摩擦係数がゼロないしは有限で、動摩擦係数は常に、静止摩擦係数よりも大きい。これに対して、上下の原子間の相互作用を強めてゆくと（これは、界面を汚くしていったと考えられる）静止摩擦係数より動摩擦係数のほうが小さくなり、動摩擦係数の速度依存性も非常に弱くなる。すなわち、アモントン－クーロンの法則に近い状況が実現することがわかっている。この結果を、超伝導体磁束格子での実験結果と照らし合わせてみると、超伝導体磁束格子の運動は、清浄界面での動摩擦現象に対応していると表現することが可能である。従って、電子線やイオンの照射等によって、磁束のピン止めを強めた試料で同様の実験を行ない、動摩擦係数の速度依存性がどのようなようになるかを調べることは、非常に興味深い。そのようなデータをそろえることにより、アモントン－クーロンの法則がどのような場合に成り立つのか、その適用限界はいかなるものかということに対して、微視的な立場から解答を与えることができるのではないかと期待される。

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ の結果に関して、第二に注目すべき点は、磁場を変化させるとやはり系統的に動摩擦係数が変化しているということである。どの温度においても、磁場を強くしたほうが、動摩擦係数の速度依存性が強まり、先ほどの「界面の清浄度」という言葉で表現すれば、界面が清浄になる方向に近づいているということである。これは、磁場を強めることにより、高温超伝導体では磁束渦糸のピン止めが弱くなるという既に知られている事実を思い出すと、当然の傾向といえることができる。この様に、磁場などのパラメータを変化させることにより、「界面の清浄度」を連続的に変化・制御できるというのも、これまでの摩擦の実験系にない大きな特徴である。これらのことから、超伝導体磁束格子系が、2固体間のすべり摩擦現象の研究にとって、非常に優れたモデル系となっていることが理解できる。

では、動摩擦現象にどのような微視的な過程が重要なのであろうか？そのことを調べるには、動摩擦係数の速度依存性を、いくつかの、モデル系に対して提出されている理論と比較するのが有益である。すなわち、動摩擦係数の速度依存性が、駆動力の関数としてどのように依存するかということが、これまで、電荷密度波系に対して議論されてきた。速度が比較的大きな極限では、動摩擦係数は、駆動力に対して、

$$F_k \propto F_{ext}^\alpha$$

のように表現できる。アモントン－クーロンの法則は、 $\alpha=0$ を意味するが、理論計算によれば、剛体モデルでは、 $\alpha=-1/2$ ⁷⁾、剛体モデルに熱揺らぎを考慮すると、 $\alpha=1$ ⁸⁾、一方、弾性体モデルでは、 $\alpha=(d-2)/2$ (d は弾性体内の内部変形の次元、従って、3次元的な内部変形を許せば、 $\alpha=1/2$)⁹⁾などが、それぞれ得られている。実験では、どの温度でも、 $\alpha \geq 1/2$ が

得られている。従って、動摩擦現象を解明するためには、その物体内の内部変形についての理解が不可欠であるということが示唆される。ただし、得られている実験データが、十分に高速度極限とみなせるか否かは議論の余地のあるところであり、さらに電流密度を上げられる薄膜試料での測定など、実験的な工夫を重ねる必要があるだろう。実際、簡単な1次元磁束格子に対する数値シミュレーション¹⁰⁾によれば、動摩擦力は、速度とともに増加した後、速度の関数として徐々に減少するという結果が得られている。

次に、このモデル系において、静止摩擦現象と動摩擦現象のあいだに、何らかの関係があるのかについて議論する。銅酸化物高温超伝導体 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_y$ においては、ゼロ抵抗が破れる臨界電流密度 j_c 、すなわち最大静止摩擦力が、駆動力を取り除いてから再び駆動力を加えるまでの待機時間に依存するという振る舞いは一切見られていない。従って、動摩擦力は速度に大きく依存し、かつ、静止摩擦力は待機時間依存性を示さないということであるから、両者のあいだには、(1)式のようなスケーリング則は成立せず、両者の理解は別々に行なわれなければならないということが示唆される。ただし、より低い温度（実験的には困難が多い）において、なんらかの待機時間依存性が見られないか否かは、わからない。実際に、従来超伝導体（臨界温度 T_c がさほど高くなく、超伝導発現機構も、いわゆる BCS 理論でよく理解される超伝導体を、しばしばこのように呼称する） NbSe_2 においては、非常に狭い温度・磁場範囲ではあるが、静止摩擦力の待機時間依存性が観測されている¹¹⁾。

このように、静止摩擦力と動摩擦力の間に、なんらかの関係があるか否かは、今後とも実験的追求の必要な、興味深い問題である。

5. むすび

本研究では、2固体間の動摩擦現象を理解するための新しい実験的アプローチとして、固体電子系が極低温で示す量子凝縮相の特異なダイナミクスをモデル系として利用することを提唱し、特に、超伝導体磁束格子のダイナミクスに注目し、それを用いて、2固体界面のすべり動摩擦現象を議論した実例を紹介した。このアプローチはまだスタートしたばかりであるが、超伝導体磁束格子が、2固体界面の動摩擦現象の理解のための、繰り返し実験の可能なモデル系として非常に適しているということを示したつもりである。今後、照射実験、様々な異方性を持つ物質での実験などを重ねることによって、データに更なる系統性が得られれば、それをもとに、微視的な立場から、2固体界面のすべり動摩擦現象を系統的に理解することができるのではないかと期待している。

参考文献

- 1) 笹田直：固体物理, 35, No.6(2000)64.
- 2) F. Heslot et al.: Phys. Rev. E49 (1994) 4988.
- 3) A. Maeda, Y. Inoue and H. Kitano: Proceedings of 1st International Meeting on Applied Physics, Badajoz, Spain (Oct. 13-19, 2003), AIP Proceeding Series, in press.
- 4) H. Matsukawa and H. Fukuyama: Phys. Rev. B49 (1994) 17286.
- 5) 内野倉国光, 前田京剛：擬一次元物質の物性（物理学最前線20）（共立出版）。
- 6) Y. Tsuchiya et al.: Phys. Rev. B63 (2001) 184517.
- 7) G. Gruner, A. Zawadowski, and P. M. Chaikin: Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 234.
- 8) V. Ambegaokar and B. Halperin: Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1364.
- 9) L. Sneddon: Phys. Rev. B29 (1984) 725.
- 10) S. Savel'ev and F. Nori: unpublished.
- 11) Z.L. Xiao, E. Y. Andrei, and M. J. Higgins: Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1664.